

Thrum, Friedrich:

Untersuchungen zum Abdruckvorgang beim Mosaikdruck

Thesen zur Dissertation

DOI: [10.22032/dbt.46311](https://doi.org/10.22032/dbt.46311)

URN: [urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020300058](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020300058)

Zugehörige Publikationen:

Hauptband:

DOI: [10.22032/dbt.46309](https://doi.org/10.22032/dbt.46309)

URN: [urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020300033](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020300033)

Bilder, Diagramme, Tabellen und Anhang:

DOI: [10.22032/dbt.46310](https://doi.org/10.22032/dbt.46310)

URN: [urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020300042](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020300042)

Retrodigitalisierung der gleichnamigen Ausgabe:

Erschienen: Dissertation, Technische Hochschule Ilmenau, 1981

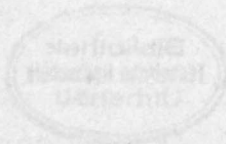
Digitalisierung durch: Universitätsbibliothek Ilmenau / ilmedia

Digitalisierungsjahr: 2020

Scanformat: TIFF, 450 DPI, 8 BPP

Untersuchungen zum Abdruckvorgang
beim Mosaikdruck

Thesen zur Dissertation
von Dipl.-Ing. Friedrich Thrum



Eingereicht am 08.08. 1980 bei der Fakultät
für Technische Wissenschaften
des Wissenschaftlichen Rates der Technischen Hochschule
I l m e n a u
zur Erlangung des akademischen Grades Dr.-Ing.

betreut am 29.4.81

0. Einleitung

Mit der modernen Datenverarbeitung wird die Notwendigkeit, alphanumerische Zeichen in schneller Folge zu erzeugen, immer deutlicher. Für die Weiterentwicklung mechanischer Kontrasterzeugungsverfahren, die - weil sie an keine Spezialpapiere gebunden sind - stets von Bedeutung bleiben werden, ist es wichtig zu wissen, welche konstruktiven und technischen Parameter das Druckwerk aufweisen muß, um bestimmte vorgegebene drucktechnische Anforderungen realisieren zu können. Das setzt eine möglichst exakte und umfassende Kenntnis über die wichtigsten Kenngrößen des stoßförmigen Abdruckvorganges voraus. Neben umfangreichen Experimenten ist dafür vor allem auch die theoretische Erfassung des Stoßvorganges von Bedeutung. Als zentrales Problem erweisen sich dabei die meßtechnische Erfassung und die theoretische Einbeziehung der Werkstoffdämpfung. Daher stehen hier diese Betrachtungen im Mittelpunkt der Untersuchungen.

Die schlagende Kontrasterzeugung besitzt einige für Bau und Anwendung des Druckwerkes nachteilige Eigenschaften. Es ist daher sinnvoll, nach anderen prinzipiellen Möglichkeiten der mechanischen Kontrasterzeugung zu suchen. Dies schließt die gleichzeitige Erforschung geeigneter neuer Antriebsmöglichkeiten für die Druckelemente ein.

1. Erfassung des Abdruckvorganges

Umfangreiche Experimente zur Aufzeichnung der Bewegungsgrößen Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung des Druckelementes während des stoßförmigen Abdruckvorganges bei Variation aller drucktechnischen Parameter - wie z. B. Druckelementform, -masse m und -fläche, Aufschlagenergie, Anzahl der Papierlagen sowie Relativgeschwindigkeit v_r zwischen Aufzeichnungsträger und Druckelement - bilden die Grundlage der Bewertung jeder Theorie der Erfassung des Abdruckvorganges. Dabei ist im Vergleich zu solchen Berechnungsgrundlagen, die durch Approximation an bestimmte experimentell - aber jeweils nur für spezielle Parameterkombinationen - gesicherte Bewegungsabschnitte entstanden sind, den Theorien der Vorzug zu geben, die sich aus dem dynamischen Kräftegleichgewicht ergeben. Nur auf diesem Wege gelangt man durch Variation der Parameter der Bewegungsgl. zu in jedem Falle begründeten theoretischen Aussagen; vorausgesetzt, die Berechnungen stimmen mit dem Experiment hinreichend genau überein.

1.1. Vorrangig interessant für den Aufbau eines Druckwerkes sind je nach Einsatzgebiet die Abhängigkeiten verschiedener Qualitätsparameter - wie Schriftgüte (Kontrast, Verwischung), Anzahl der Nutzen, mögliche Zeichenfrequenz, Beschädigung des Aufzeichnungsträgers an der Druckstelle und Geräusche - von den drucktechnischen Parametern. Diese Abhängigkeiten können bei Kenntnis des Bewegungs-Zeit-Verlaufes formuliert werden. Für die experimentelle Erfassung ist wegen der notwendigen Allgemeingültigkeit der Ergebnisse möglichst ein Versuchsaufbau mit sogenanntem freien Druck zu wählen, d. h. das Druckelement unterliegt während des Abdruckvorganges keinen Kräften, die vom Druckelementantrieb herrühren.

1.2. Beim sogenannten ruhenden Abdruck ($v_r = 0$) handelt es sich um einen geraden und im allgemeinen zentrischen Stoß. Dabei ist die Annahme zulässig, daß die Verformung des vergleichsweise zur Kombination Aufzeichnungsträger/-unterlage harten Druckelementes vernachlässigt werden kann. Unter der Bedingung, daß der Schwerpunkt der Aufzeichnungsträgerunterlage während des Stoßes seine Lage nicht ändert, ist die Annäherung der Schwerpunkte beider Stoßkörper identisch mit der Eindringung des Druckelementes in den Aufzeichnungsträger. Damit sind allein die elastischen und dämpfenden Eigenschaften der Kombination Aufzeichnungsträger/-unterlage bestimmend für den Stoßvorgang. Als zentrales Problem erweisen sich nachfolgend die theoretische Erfassung und die experimentelle Ermittlung der materialbedingten Dämpfungsanteile.

Es existiert eine große Anzahl von Arbeiten, die sich mit einer möglichst einfachen rechnerischen Erfassung des Stoßvorganges befassen. In allen diesen Arbeiten (z. B. in /1/) werden die Energieverluste beim Stoß entweder gar nicht oder nur global über die gesamte Stoßdauer (Zeitintegral der Stoßkraft) erfaßt. Lediglich bei P ö s c h l /in 2/ findet sich der Versuch, die Reibkraft mit möglichst einfachen mathematischen Methoden einzubeziehen. Eine rechnerisch leicht zu handhabende Theorie der Erfassung des realen Stoßes ist also ein noch nicht befriedigend gelöstes Problem.

1.3. Zur Registrierung der Bewegungsgrößen ist ein empfindliches und praktisch trägheitsloses Meßsystem erforderlich. Die gestellten Bedingungen werden von einem fotoelektrischen Prinzip für die Messung des Weges $x(t)$ unter Verwendung einer Vakuumfotozelle und von einem am Stoßkörper angebrachten geeigneten piezoelektrischen

Schwingungsaufnehmer für die Erfassung der Verzögerung $-\ddot{x}(t)$ erfüllt. Das Verfahren muß vor Fremdlicht und Schwankungen der Speisespannung der Fotozelle geschützt werden. Ein Vorteil liegt in der Möglichkeit der statischen Eichung des Meßsystems. Die Registrierung der $x(t)$ - und $\ddot{x}(t)$ -Kurven kann fotografisch erfolgen. Die verschiedenen Massen des als Pendelkörper verwendeten Druckelementes müssen zur Erzielung sicherer Meßergebnisse für den Vergleich mit den stoßtheoretischen Ergebnissen weit über denen praktisch verwendeter Druckelemente liegen. Trotzdem sind für stoßtheoretisch wichtige Abhängigkeiten (z. B. x_E , \ddot{x}_E , ΔW_s , $t_{ab} = f(m, W_0)$, siehe Bild 1) durch Interpolation zwischen den zu diesen großen Massen gehörenden Werten und dem Nullpunkt (0;0) auch Aussagen möglich zu den Stoßkenngrößen im Bereich dieser massearmen Druckelemente.

1.4. Für den Vergleich mit den stoßtheoretischen Betrachtungen sind die Versuche mit $v_r = \lambda = 0$ durchzuführen (λ : Anzahl der

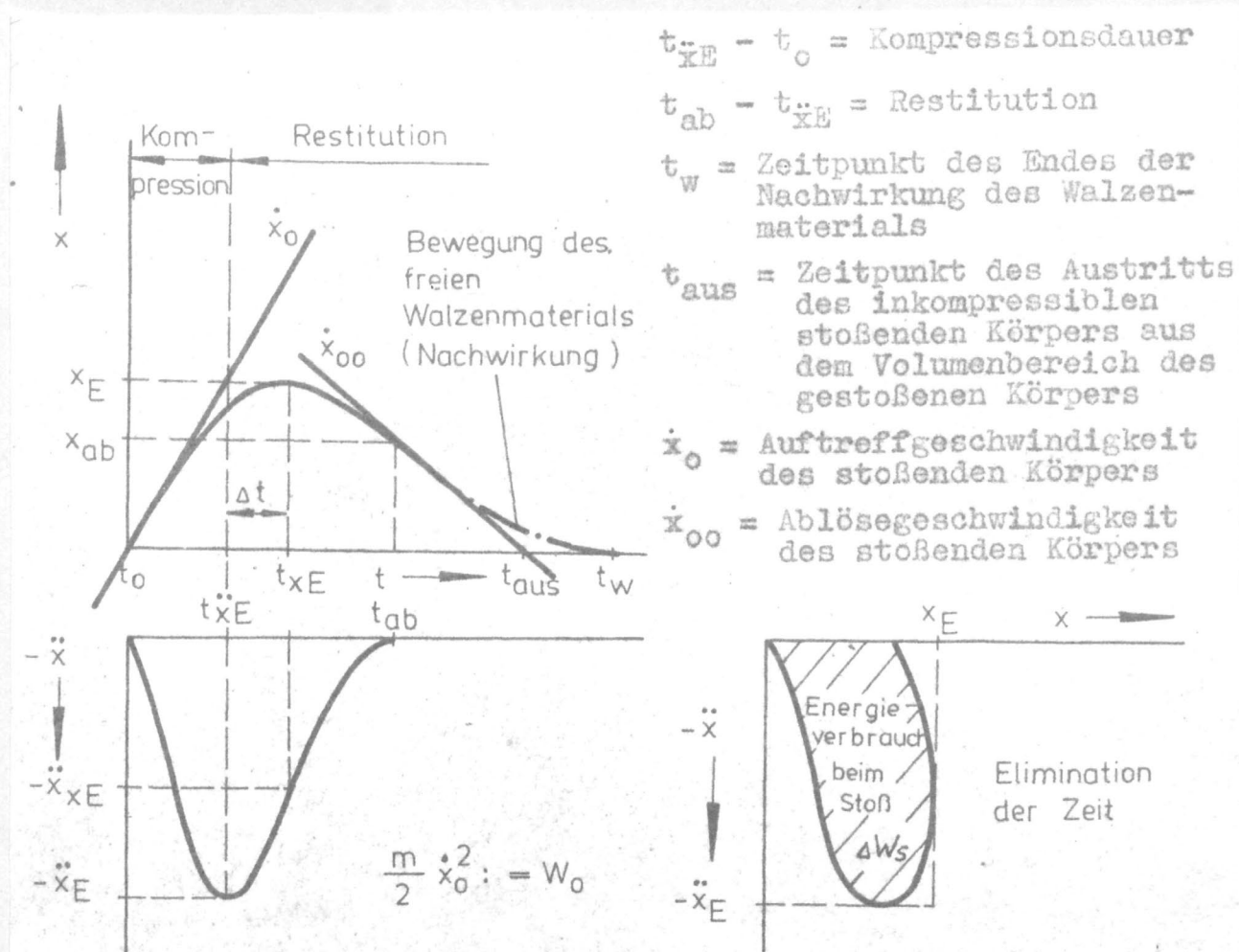
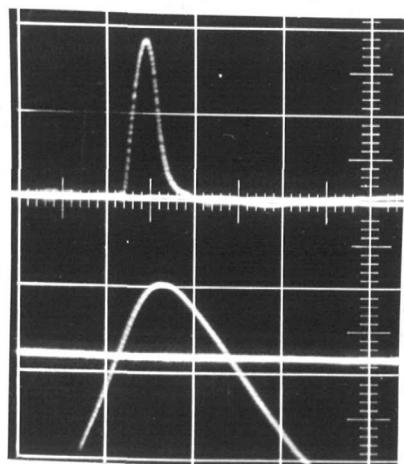


Bild 1 Bewegungsabschnitte des Druckelementes beim Abdruckvorgang unter den Voraussetzungen eines inkompressiblen Druckelementes und einer ihren Schwerpunkt nicht verlagernden Druckwalze

Papierlagen). Als charakteristisch für den Stoßvorgang gelten die aus Bild 1 erkennbaren Größen. Die Zeitdifferenz Δt ist dabei die für die theoretische Behandlung des Stoßproblems wichtigste Kenngröße. Sie ist auf die Materialdämpfung des kompressiblen gestoßenen Körpers zurückzuführen und - im Gegensatz zu /3/ - stets im Experiment eindeutig nachweis- und erklärbar. Bild 2 zeigt eine Aufnahme als Beispiel. Es muß natürlich einen Zusammenhang geben zwischen Δt und γ , wobei γ die für die Beschreibung von gedämpften Schwingungen in dem komplexen Dämpfungsterm $ce^{j\gamma} \cdot x$ von S o r o k i n /4/ eingeführte Dämpfungskonstante verkörpert (c : statische Federsteifigkeit des schwingenden Systems, x : Schwingweg). Es gilt:

$$\Delta t = \frac{1}{\omega_0 \nu} (\arctan(\frac{\nu}{\mu}) - \arctan(\frac{\nu - \mu \gamma}{\nu \gamma + \mu})) \quad (1)$$



$$\omega_0^2 = \frac{c}{m}$$

$$\nu = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + \gamma^2} + 1)}$$

$$\mu = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + \gamma^2} - 1)}$$

Für $\gamma \rightarrow 0$ verschwindet folgerichtig auch Δt .

Bild 2 Die Funktionen $x(t)$ und $\dot{x}(t)$ mit deutlicher zeitlicher Verschiebung der beiden Extrema

1.5. Es ist sowohl stoßtheoretisch als auch drucktechnisch von Interesse, welche Abhängigkeiten die wichtigsten Stoßkenngrößen vom Verhältnis $V = m/\dot{x}_0$ zeigen,

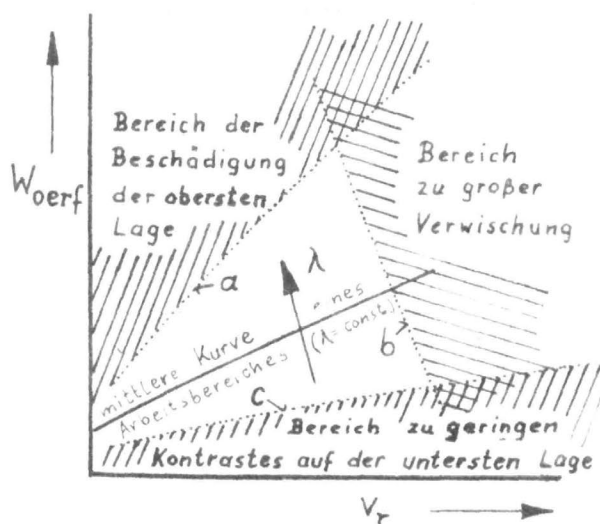
wenn gleichzeitig die Werte W_0 der Aufprallenergie und d des Durchmessers der Druckfläche konstant gehalten werden. Für $V \rightarrow \infty$ (stoßtheoretisch jedoch ohne Bedeutung) folgt $\Delta W_s \rightarrow 0$ und für $V \rightarrow 0$ gilt $\Delta W_s \rightarrow W_0$, d. h. $\epsilon \rightarrow 0$. Theoretisch wächst damit x_E mit V , ist aber experimentell nicht deutlich nachweisbar. Eindeutig aber sinken die Werte von t_{ab} und t_{xE} sowie $t_{\dot{x}E}$ mit V , wobei gilt: $t_{ab} \sim 1/\dot{x}_0$ und $t_{ab} \sim \sqrt{m}$. Für die Anwendung in der Drucktechnik bedeutet das, die V -Werte zur Leistungssteigerung bei Schnelldruckern so gering wie möglich zu halten. In der drucktechnischen Praxis beträgt $V \approx (10^{-3} \dots 10^2) \text{gsm}^{-1}$.

Die Relativgeschwindigkeit v_r wirkt sich nachweislich negativ auf alle drucktechnischen Parameter aus.

Der Betrag $|\ddot{m}\ddot{x}_E|$ ist proportional \dot{x}_0^2 .

1.6. Die Vorgabe einer bestimmten zu ermöglichenden Anzahl λ Papierlagen beeinflusst wesentlich die technischen Daten des Druckwerks. Es wachsen x_E , t_{aus} und ΔW_S mit steigenden Werten λ bei konstanten Werten W_0 an, während die Stoßkraft $|\ddot{m}\ddot{x}_E|$ und die Newtonsche Stoßzahl ε bei gleichen Bedingungen abnehmen. Die für eine bestimmte Lagenzahl λ erforderliche Energie W_{oerf} steigt naturgemäß mit λ bei sonst konstanten Bedingungen. Bei Verwendung einer Hartgummiwalze als Aufzeichnungsträgerunterlage und einem Durchmesser d der Druckfläche von 0,3 mm werden für $\lambda = 1$ bzw. $\lambda = 5$ für einen gut lesbaren Abdruck Aufschlagenergien von etwa 0,2 mJ bzw. etwa 0,4 mJ benötigt. Daraus folgt für $\lambda = 1$ eine erforderliche spezifische Aufprallenergie von $W_{\text{oerf}} \approx 3,2 \text{ mJ/mm}^2$. Die für das Herauspressen des Farbstoffes aus dem Farbband erforderliche Flächenpresung p_{erf} kann etwa mit 15 MPa angenommen werden. Für die Werte $\lambda = 1$ bis $\lambda = 5$ schwanken bei $d = 0,3 \text{ mm}$ die erforderlichen Stoßkräfte $|\ddot{m}\ddot{x}_E|$ zwischen etwa 1,1 N und etwa 1,5 N sowie die Eindringtiefen x_E etwa zwischen 0,25 mm und 0,45 mm.

1.7. Für den Einsatzbereich eines Druckwerkes können hinsichtlich der Qualitätsparameter des Druckes in übersichtlicher Weise die Grenzen angegeben werden (Bild 3). Während Grenze b abhängig ist



vom Aufbau des Druckwerkes (Rückholmechanismus des Druckelementes), haben die Grenzen a und c allgemeineren Charakter. Grenze c ist praktisch unabhängig von V und verlagert sich ebenso wie Grenze a mit kleiner werdenden Werten λ zu geringeren Werten W_0 .

Bei der Konzipierung von Druckwerken können die bei freiem Druck ermittelten Werte t_{aus} generell als Richtwerte herangezogen werden, da sie die Maximalwerte verkörpern. Mit steigenden Werten λ ,

Bild 3 Arbeitsbereich eines Druckwerkes ($d = \text{const.}$)

m und v_r und sinkenden Werten W_0 und d wächst t_{aus} bei sonst gleichbleibenden Bedingungen an. Festzustellen ist, daß bei Verwendung einer sehr harten Aufzeichnungsträgerunterlage im wesent-

lichen - vor allem bei größeren Werten λ - die Papierschicht den Stoßverlauf bestimmt und damit t_{aus} anwachsen läßt.

1.8. Über das dynamische Kräftegleichgewicht unter Beachtung der Dissipation gelangt man zu einer den realen Stoßvorgang in seinen wesentlichen Merkmalen gut erfassenden Differentialgleichung. Als mögliches einfaches mechanisches Modell erweist sich die Kelvin-Einheit mit spezieller Feder- und Dämpfercharakteristik (Bild 4). Das Kelvinmodell erfüllt die Forderungen $\Delta t \neq 0$ und $\ddot{x}(t=0) \neq 0$. Man findet die folgende Stoßdgl.:

$$(m + m_0 x^2) \ddot{x} = -F_D - F_R - 2m_0 x \dot{x}^2 \quad (2)$$

Es ist m_0 der auf x^2 bezogene, während des Stoßes bewegte Masseanteil des gestoßenen Körpers. Im Falle großer Stoßmassen m kann m_0 vernachlässigt werden. Experimentell findet man $c_1 \approx b_2 \approx 0$.

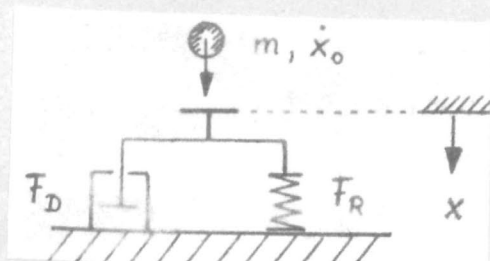


Bild 4 Stoßmodell

$$F_R = \sum_{n=1}^3 c_n x^n (\text{sgn}(x))^{3-n}$$

$$F_D = f(x) h(\dot{x})$$

$$f(x) = a_1 |x| + a_2 x^2$$

$$h(\dot{x}) = b_1 \dot{x} + b_2 \dot{x}^2 \text{sgn}(\dot{x})$$

Gleichzeitig jedoch ist $b_1 \neq 0$ gesichert. Abgesehen von Spezialfällen gelingt es nicht, die Dgl. durch elementare Methoden zu integrieren. Für $b_1 = 0$ wäre aber in jedem Falle eine geschlossene Lösung von (2) möglich.

1.9. Die Liénard'sche Dgl. und die van der Pol'sche Dgl. sind solche hier nicht in Betracht kommende Spezialfälle der Dgl. (2). Durch die Verlage-

rung der Betrachtung in die Phasenebene kann man (2) je nach Transformationsansatz in eine Abel'sche Dgl. erster oder zweiter Art umschreiben. Benutzt man Näherungsverfahren, die von der Dgl. zweiter Ordnung ausgehen, ist eine Unterteilung in die Gebiete $\dot{x} > 0$ und $\dot{x} < 0$ nicht notwendig.

Geeignet ist z. B. die Laplace-Transformation, obwohl diese als lineare Transformation speziell für lineare Probleme ausgelegt ist. Als dritte Näherung findet man so für $m_0 = 0$:

$$x_3(t) = \dot{x}_0 t - \sum_{i=1}^{15} A_i \frac{t^{i+2}}{(i+2)!} \quad (3)$$

Für den Fall $m_0 \neq 0$ ist die Lösung der Dgl. (2) wesentlich aufwendiger. Bereits der Ausdruck für die zweite Näherung $x_2(t)$ ist recht umfangreich. In der drucktechnischen Anwendung verlagert sich das Verhältnis $\frac{m_0}{m}$ wegen der Notwendigkeit möglichst kleiner Werte V bei Schnelldruckern zu immer größeren Werten (bei elektromechanischen Mosaikdruckwerken mit Drähten als Druckelemente gilt $\frac{m_0}{m} \approx 10^{-2}$). Der Wert $\frac{m_0}{m} \approx 1$ kann als technischer Grenzwert angesehen werden. Experimentell war der Einfluß von m_0 hier nicht erfaßbar. Untersuchungen an einer Analogrechenanlage mit $0 \leq \frac{m_0}{m} \leq 0,5$ zeigen, daß bei Variation von $\frac{m_0}{m}$ keine qualitativen Änderungen der Funktionen $x(t)$, $\dot{x}(t)$, $\ddot{x}(x)$ und $\dot{x}(x)$ eintreten. Mit steigenden Werten $\frac{m_0}{m}$ sinken die Werte x_2 und \ddot{x}_2 leicht ab, während t_{ab} leicht zunimmt. Einfach gestaltet sich die Lösung in Form der *M a c L a u r i n*-schen Reihe:

$$x(t) = \sum_v \frac{\ddot{x}(0)}{v!} t^v \quad (4)$$

Im Vergleich mit dem Experiment erweist sich Glg. (4) im Vergleich zu Glg. (3) als die bessere Lösung (Berechnung bis zum Glied 6. Grades). Neben den Abhängigkeiten $x_E(\dot{x}_0)$ und $t_{xE}(\dot{x}_0)$ ist dabei für die Güte der Näherung die Funktion $x_E(t_{xE})$ ein entscheidendes Kriterium.

1.10. Durch systematische Variation der Parameter Dämpfung, Steifigkeit und Auftreffgeschwindigkeit in der am Analogrechner nachgebildeten Stoßdgl. (2) findet man alle im Experiment nachgewiesenen Abhängigkeiten der Stoßkenngrößen t_{xE} , \ddot{x}_E , Δt , t_{ab} , t_{aus} , ΔW_S , x_E und \ddot{x}_E von diesen Parametern qualitativ bestätigt.

1.11. Verursacht wird die Kraftkomponente F_D in Glg. (2) durch die Materialdämpfung der gestoßenen Körperpaarung. Neu gegenüber dem *V o i g t* schonen Ansatz ist der multiplikative Anteil $f(x)$, der wegen der Forderung $m\ddot{x}(t=0) \neq 0$ notwendig wird. Damit wird der Übergang vollzogen von der von *S o r o k i n* gefundenen Abhängigkeit des Verlustwinkels γ von der Wegamplitude zu einer Verknüpfung der Dämpfung mit dem Momentanwert des Schwingweges.

Die Dgl. eignet sich damit bei harmonischer Störung auch gut für die Nachbildung von HystereseFunktionen aller Formen und Lagen.

1.12. Der Zusammenhang zwischen dem Verlustwinkel γ und dem Proportionalitätsfaktor \bar{k} im V o i g t schen Dämpfungsansatz $F_D = \bar{k}\dot{x}$ wird durch Glg. (5) gegeben:

$$\begin{aligned} \tan(\gamma/2) &= \bar{k}/2m\omega \\ \text{Näherung: } \gamma &\approx \bar{k}/\sqrt{cm} \end{aligned} \quad (5)$$

Durch die Festlegung $\bar{k} := k^*/\omega$ gelangt man zum S o r o k i n - schen Ansatz. Dabei ist $k^* \approx c\gamma$ (für $\gamma < 0,1$) und ω ist die Kreisfrequenz der sich einstellenden freien gedämpften Schwingung. In komplexer Schreibweise stellt sich die Bewegungsgl. der freien gedämpften Schwingung dann in der Form (6) dar.

$$m\ddot{\varphi} + c\varphi = 0 \quad \text{mit} \quad c = c_k e^{j\gamma} \quad (6)$$

Dabei zeigt sich, daß c_k identisch ist mit der statisch ermittelten Federsteifigkeit c des schwingenden Systems und γ die Phasenverschiebung darstellt zwischen dem Schwingweg und der Schwingbeschleunigung.

1.13. Die exakte Umrechnung von γ in das logarithmische Dekrement $\delta = \ln \left| \frac{x_n}{x_{n+1}} \right|$ gelingt unter Beachtung der Dämpfungskapazität $\Psi := \Delta W/W$. Darin sind ΔW der Energieverlust durch Materialdämpfung während einer Periode des Schwingers und W die in den Umkehrlagen der erregten harmonischen Schwingung gespeicherte Federenergie. Es gilt:

$$\gamma = \arcsin \frac{1}{2\pi} (1 - e^{-4\delta}) \quad (7)$$

1.14. Zur Bestimmung der Materialdämpfung können sowohl freie als auch erregte harmonische Schwingungen sowie eine Anzahl sonstiger Verfahren verwendet werden.

Durch Ausplanimetrieren der Hystereseschleife bei harmonischer Erregung kann γ nach $\gamma = \arctan \frac{\Delta W}{2\pi W}$ bestimmt werden. Das Ausmessen der Amplituden x_0 und F_0 von Schwingweg und Erregerkraft bei der Frequenz Ω erlaubt die Ermittlung von γ nach $\gamma \approx \sqrt{\frac{F_0^2 - (cx_0 - m\Omega^2 x_0)^2}{(cx_0)^2}}$. Bei der Resonanzmethode verschwindet bei $\Omega = \omega_0$ der Realteil des komplexen Amplitudenfrequenzganges Q , und γ errechnet sich nach $\gamma \approx 1/|Q(\frac{j\Omega}{\omega_0} = 1)|$. Näherungsweise gilt auch $\sin \gamma = x^*/x_0$, wobei x^* der Remanenzanteil der Schwingung ist.

Bei Registrieren der Amplitudenfolgen bei freien Schwingungen kann Glg. (7) bzw. für kleine Dämpfungswerte die aus ihr resultierende

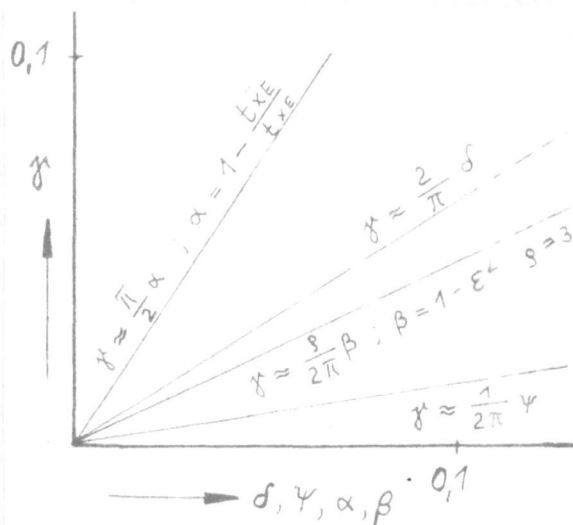


Bild 5 $\gamma = \gamma(\delta, \psi, \epsilon, \frac{t_{XE}}{t_{XE}})$

Näherung $\gamma \approx 2\delta/\pi$ verwendet werden.

Bei Messung von Δt können zur γ -Bestimmung Glg. (1) bzw. die Näherung $\gamma \approx \omega \cdot \Delta t$ verwendet werden. Auch mit den Zeitpunkten t_{XE} und t_{XE} selbst kann γ ermittelt werden:

$$\gamma \approx \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{t_{XE}}{t_{XE}} \right).$$

Schließlich kann auch die Verknüpfung mit der Newtonschen Stoßzahl ϵ ausgenutzt werden. Es gilt:

$$\gamma = \arctan \left(\frac{\rho}{2\pi} (1 - \epsilon^2) \right),$$

mit $\rho = \Delta W / \Delta W_s$ (s. Bild 5).

Charakteristisch ist das Ansteigen der γ -Werte mit der Eindringung. In grober Näherung kann γ als linear von x angesehen werden. Es wächst γ mit λ . Der Einfluß des Farbbandes ist gering.

2. Zu den Prinzipien der mechanischen Kontrasterzeugung

Bei Schnelldruckern sind die drucktechnischen Parameter Druckleistung, Lesbarkeit, Zuverlässigkeit des Druckwerkes und Geräuschpegel die wichtigsten Kenngrößen. Der möglichst guten Erfüllung dieser vier Kenngrößen dient die Suche nach anderen Prinzipien der mechanischen Kontrasterzeugung. Eine Möglichkeit bietet die sogenannte drückende Kontrasterzeugung. Ein Beispiel zeigt Bild 6

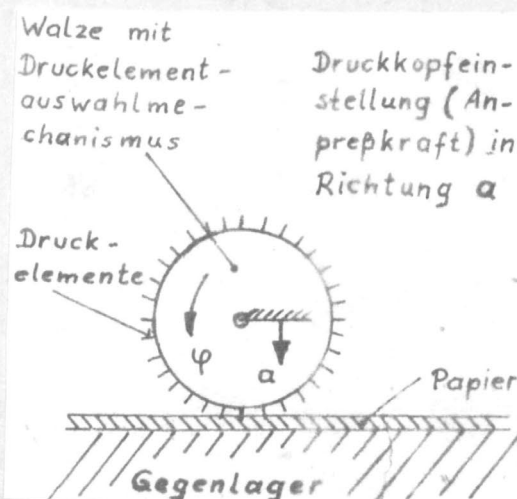


Bild 6 Druckelementwalze - Prinzip der drückenden Kontrasterzeugung -

mit der Druckelementwalze. Mit ihr ist es möglich, die Abdruckgesamtdauer auf die Dauer der Kontaktzeit zu beschränken. Sie ist damit letztlich nur abhängig von der Auswahlgeschwindigkeit der Druckelemente und somit von der konstruktiven Lösung der Auswahlvorrichtung. Dies ist das zentrale Problem beim Aufbau eines solchen drückenden Schreibwerkes. Die Selektivvorrichtung muß sicher funktionieren. Die Druckelemente brauchen nur etwa 1 mm ange-

stellt und arretiert zu werden. Dies kann bei genügend großem Radius relativ langsam geschehen. Schreibgeschwindigkeit und Druckkraft können auch während des Druckvorganges stetig verändert werden. Ein weiterer großer Vorteil ist der völlig geräuschlose Abdruck. Die Abdruckgüte ist bei genügend großer Abdruckkraft stets gleichbleibend. Die Druckelemente erleiden keine stoßförmige Beanspruchung mehr. Verwischung und Querbelastung der Druckelemente werden nur noch von der Konstruktion der Druckelementwalze bestimmt.

Das genügend schnelle Anstellen und sichere Arretieren der Druckelemente ist - vor allem wegen der notwendigen großen Anzahl Druckelemente und ihrer sehr kleinen Zwischenräume - ein technisch und konstruktiv nicht gelöstes Problem.

3. Untersuchungen an Piezo-Biegestreifen

Piezo-Biegestreifen können als direkter Antrieb für Druckelemente verwendet werden, oder sie dienen als Selektionsglieder, die den Energiefluß von der Quelle zum Druckelement wahlweise unterbrechen. Bei den in beiden Fällen auftretenden mechanischen Belastungen des Biegeelementes ist es vorteilhaft, mit einer Federstahlblechzwischenlage zu arbeiten. Ein solches trilaminare Element zeigt Bild 7. Aus Bild 8 sind die bei Belastung des Elementes mit einem Gleichspannungssprung wichtigsten Kenngrößen ersichtlich. Dazu kommt die kinetische Energie W des Streifens zum Zeitpunkt t_d .

3.1. Die Registrierung von $v_L(t)$ erfolgt fotografisch. Die bei der impulsförmigen Erregung auf den Streifen rückwirkenden Stoß-

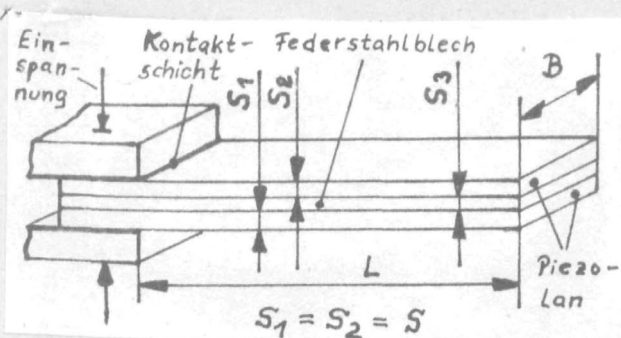


Bild 7 Trilaminare Piezo-Biegeelement

wellen sind in geeigneter Weise zu unterbinden. Im Experiment müssen B , L , S , S_3 und U systematisch variiert werden, um alle Einflüsse erfassen zu können.

3.2. Die Streifen erfahren beim Umpolvorgang eine Biegemomentenbelastung. Dementsprechend zeigt sich $\bar{v}_L \sim L^2$. Bei homogener Feld-

stärkeverteilung gilt $\bar{v}_L \sim U$. Für $S_1 = S_2 = S$ ergibt sich bei ebenem Spannungszustand und mechanischer Isotropie des Piezo-Materials für die Durchbiegung \bar{v}_L die Beziehung(8):

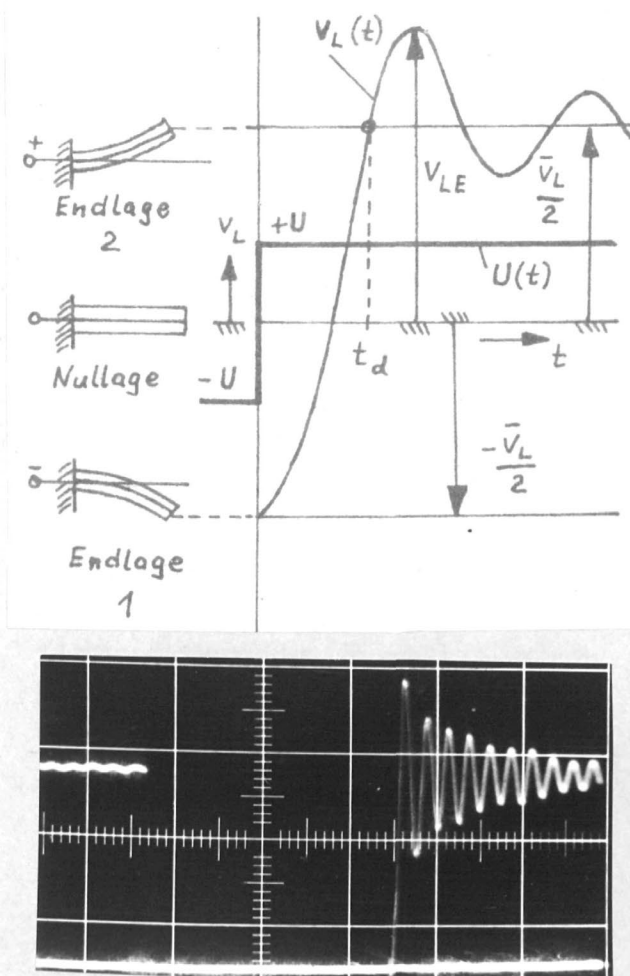


Bild 8 Antwort $v_L(t)$ des Biegestreifens auf den idealen Belastungssprung

$$\bar{v}_L = K_1 d_{31} U L^2 A (S^*) / S^2 \quad (8)$$

Darin sind d_{31} der Piezomodul, K_1 ein konstanter Faktor, $S^* = S_3 / 2S$ und $A(S^*) = \frac{2S^* + 1}{3S^{*2} + 3S^* + 1 + \alpha S^{*3}}$ sowie $\alpha = Y_z / Y_p$ das Verhältnis der Elastizitätsmoduli der Zwischenlage und der Piezolan-Streifen. Bezieht man die aus Glg. (8) errechnete Auslenkung \bar{v}_L auf einen bekannten Wert \bar{v}_{LCu} eines Streifens gleicher Geometrie, aber mit Kupferfolie als Zwischenlage ($A(S^*) \approx 1$), wird man von den Absolutwerten aus Glg. (8) unabhängig. Es ist so möglich, bei Kenntnis eines Basiswertes \bar{v}_{LCu} für jeden anderen beliebigen Biegestreifen \bar{v}_L zu berechnen. Die experimentelle Bestätigung dieser Aussage ist sehr gut.

3.3. In vereinfachter Weise wird $v_L(t)$ durch Glg. (9) beschrieben:

$$v_L(t) \approx -v_L e^{-\frac{\gamma}{2} t} \left(\cos \omega t + \frac{\gamma}{2} \sin \omega t \right) + \frac{\bar{v}_L}{2} \quad (9)$$

$$\text{mit } \gamma = \gamma \left(\frac{\bar{v}_L}{2} \right).$$

Aus Glg. (9) lassen sich die Abhängigkeiten $\dot{v}_{Lmax}(L, B, S_3)$ ermitteln ($\dot{v}_{Lmax} = \dot{v}_L(t=t_d)$). Die Kenntnis dieser Beziehungen ist wichtig für die Dimensionierung der Biegeelemente, wenn sie z. B. für Druckelemente verwendet werden sollen. Bei $L \rightarrow 0$ zeigt sich $\dot{v}_{Lmax} \rightarrow \infty$. Für $B = 0$ erreicht $\dot{v}_{Lmax}(B)$ den Höchstwert. Die Funktion $\dot{v}_{Lmax}(S_3)$ weist ein ausgeprägtes Maximum bei S_{3max} auf. Da $S_{3max} = S_{3max}(S)$, ist das Verhältnis S^* zu beachten.

3.4. Die Erfassung der Dämpfung erweist sich auch hier als ein zentrales Problem. Im Gegensatz zur rechnerischen Berücksichtigung der Materialdämpfung beim Stoßvorgang wird - wie aus Glg. (9) ersichtlich ist - auf eine der Funktion $f(x)$ in Glg. (2) analoge

Abhängigkeit $f(v_L)$ verzichtet. Es ist ausreichend, hier nur die Beziehung $f(\bar{v}_L)$ zu berücksichtigen: $\delta \approx \eta^* \frac{\bar{v}_L}{2}$. Dabei wird der Faktor η^* vom mitschwingenden Materialvolumen V bestimmt (Luftwiderstand vernachlässigbar). Mit der aus Glg. (7) folgenden Näherung $\gamma \approx 2\delta/\pi$ erfolgt die Umrechnung in γ -Werte, und mit Glg. (5) wird $F_D = E(\frac{\bar{v}_L}{2})\dot{v}_L$ formuliert. Die experimentelle Bestimmung von δ aus den Amplitudenfolgen v_{Li} ist zu ungenau. Darum wird δ nach Glg. (10) ermittelt:

$$\delta = \ln|\varphi| ; \quad \varphi := \frac{1}{\bar{\varphi} - 0,5} ; \quad \bar{\varphi} := \frac{V_{LE}}{\bar{v}_L} \quad (10)$$

Die Abhängigkeit der Gesamtdämpfung (Index g) des Biegestreifens von den Volumenanteilen der Zwischenlage (Index 3) und des Piezolanmaterials (Index p) kann über die experimentell bestätigte Näherung $\varphi_i \approx 1 + \varepsilon_i \cdot V_i$ ($i = g, 3, p$; ε : Proportionalitätsfaktor) einbezogen werden. Die das Erfassen des Problems stark erleichternde Annahme $\delta_g \approx \delta_p + \delta_3$ zeigt sich in gewissen Grenzen bestätigt. Dann folgt:

$$\delta_g = \ln \left/ 1 + \frac{S^* \varepsilon_3 + \varepsilon_p}{1 + S^*} V_g + \frac{S^* \varepsilon_3 \varepsilon_p}{(1 + S^*)^2} V_g^2 \right/ \quad (11)$$

wobei $V_g = V_p(1 + S^*)$. Überschreitet V_g den Wert $V_g = 300 \text{ mm}^3$ nicht, dann liegen die Abweichungen zwischen der Berechnung nach Glg. (11) und dem Experiment nicht über 10 %. Mit dem genannten V_g -Bereich werden für die hier zu betrachtenden Anwendungsmöglichkeiten bereits eine Vielzahl technisch interessanter Parameterkombinationen B, L, S, S_3 erfaßt /4/.

Für das Material Piezolan S_2 des VEB Keramische Werke Hermsdorf ergibt sich $\varepsilon_p \approx 0,016 \cdot 10^{-22} \text{ mm}^{-3}$ (bei $\bar{v}_L = 0,8 \text{ mm}$ und $L = 40 \text{ mm}$). Ist auch ε_3 bekannt (hier: $\varepsilon_3 \approx 0,143 \cdot 10^{-22} \text{ mm}^{-3}$ (bei gleichen Werten \bar{v}_L und L)), dann kann mit Hilfe von $\varphi_i \approx 1 + \varepsilon_i V_i$ und Glg. (11) der Faktor $\eta^* = \eta^*(S^*, V_g)$ berechnet werden. Andere Werte L bedingen erneute Messungen von ε_i .

3.5. Die Verwendung der Biegestreifen als Selektionsglieder ist prinzipiell möglich. Dabei sollten die Verstellwege \bar{v}_L im Hinblick auf eine sichere Funktion der Selektionseinheit nicht kleiner als 0,5 mm gewählt werden. Die Biegestreifen können so

eingesetzt werden, daß sie selbst keinen äußeren mechanischen Belastungen unterworfen sind, sondern diese Belastungen orthogonal zur Biegeebene auf eine entsprechend gestaltete und gestützte (geführte) Endmasse wirken. Endmassen von 150 mg werden ohne Schwierigkeiten bewegt. Nach 10^8 Lastspielen bei 50 Hz konnten keine Veränderungen der mechanischen Eigenschaften festgestellt werden. Für die Anwendung als Selektionsglied in Schnellschreibwerken ist t_d entscheidend. Bei den hier verwendeten Biegestreifen liegen die Werte t_d zwischen 1 ms und 3 ms. Damit können robuste und leistungsstarke (große Zeichenfrequenz und große Werte λ) Druckwerke konzipiert werden.

Beim Einsatz als direkter Antrieb von Druckelementen erleiden die Biegeelemente eine Stoßbeanspruchung in der Biegeebene. Bei ordnungsgemäßer Verklebung der Streifen konnten auch nach ca. $7 \cdot 10^7$ Stößen keine Verschleißerscheinungen beobachtet werden. Eine Federstahlblechzwischenlage ist hierbei unbedingt erforderlich. Im Test wurden bis zu vier Kopien erreicht. Die erreichbare kinetische Energie hängt in starkem Maße von den geometrischen Parametern ab. Ein geeigneter Biegestreifen erreicht bis ca. 200 Abdrücke/s. Die dazu notwendigen Spannungen liegen etwa bei $U = 250$ V.

4. Literatur

- /1/ Berger, F. "Das Gesetz des Kraftverlaufes
beim Stoß"
Verlag Vieweg & Sohn,
Braunschweig 1924
- /2/ Geiger, Scheel Handbuch der Physik, Bd. 6
- /3/ Blume, P. "Grundlagen des Druckvorganges bei
mechanischen Schnelldruckern"
Feinwerktechnik + Micronie 76
(1972), Heft 4
- /4/ Thrum, F. "Untersuchung zu trilaminaren
Piezo-Biegestreifen"
Mettke, R. Feingerätetechnik
25. Jg., Heft 9/1976